

УДК 537.529+534.222.2

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОВЗРЫВА В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ В ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

В.В. Буркин, Н.С. Кузнецова, В.В. Лопатин

НИИ высоких напряжений Томского политехнического университета

E-mail: tevn@hvd.tpu.ru

Анализируется волновая динамика напряженно-деформированного состояния диэлектрика при внедрении плазменного разрядного канала в твердое тело вблизи его поверхности – типичной операции электроразрядных технологий. В рамках математической модели, согласованно описывающей работу разрядного контура, расширение канала разряда, генерацию упруго-пластических волн, рассматриваются различные механизмы формирования откольной воронки – менее энергоемкий, реализующийся с участием отраженных от поверхности волн и более энергоемкий, в котором функцию образования трещин выполняет прямая волна сжимающих напряжений, определяются наиболее эффективные условия разрушения обрабатываемого материала.

Эффект внедрения разрядного канала в твердый диэлектрик, находящийся под слоем жидкости, при расположении электродов на одной поверхности используется в различных электроразрядных технологиях: бурении скважин, отбойки руды от массива, резании щелей и др. [1–3]. Разрушающее действие электровзрыва в этих технологиях определяется комплексом параметров, включающим характеристики разрядного контура, траекторию разрядного канала, электрофизические и физико-механические свойства разрушаемых материалов. В зависимости от энергии разряда, скорости распространения волны, генерируемой расширяющимся плазменным каналом, и от глубины внедрения канала возможны различные механизмы разрушения диэлектрика вблизи его границы.

Работа посвящена выяснению механизма формирования откольной воронки при электровзрыве в толще диэлектрика и выявлению связи параметров разрядной цепи с напряженно-деформированным состоянием, обеспечивающих наиболее эффективные условия разрушения среды, с помощью взаимосогласованного решения уравнений волновой динамики и переходного процесса в схеме реального импульсного генератора.

В основу анализа положены результаты исследования электровзрыва как источника импульсной нагрузки, генерирующего в окружающей среде ударную волну, которая в окрестности разрядного канала вырождается в область пластического деформирования и в распространяющуюся упругую волну [4]. В отличие от существующих в настоящее время работ, моделирование генерации волновых возмущений выполнено с учетом разрядного контура, что позволило проследить особенности преобразования энергии емкостного генератора во времени и оценить роль параметров цепи в формировании картины разрушения.

Электротехническая часть рассматриваемого процесса моделировалась с помощью разрядного контура, рис. 1. Плазменный разрядный канал представлялся в виде расширяющейся цилиндрической полости с сопротивлением  $R_k(t)$ . Сопротивление контура  $r_z$  включало сопротивление ключа  $S$ . При замыкании ключа  $S$  (рис. 1) в канале выделя-

ется энергия, возрастает давление, происходит интенсивное расширение канала, что приводит к формированию и распространению волн напряжений в окружающем канал материале.

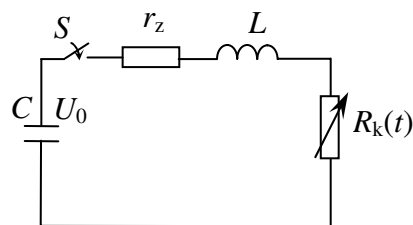
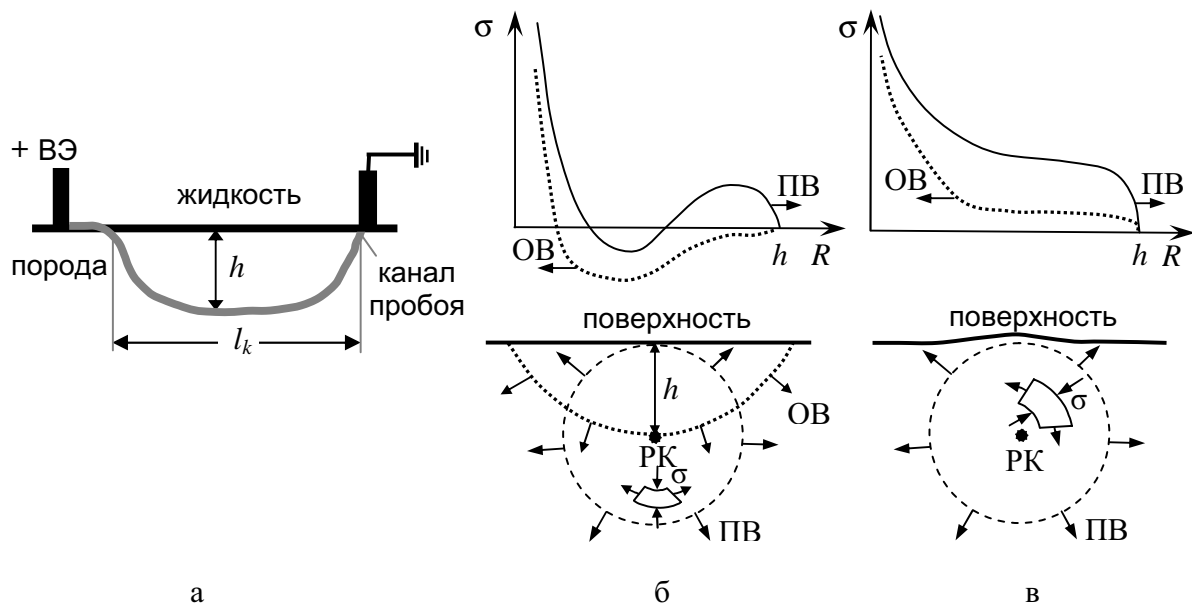


Рис. 1. Схема электрической разрядной цепи

Схема расположения электродов, траектория канала в момент замыкания межэлектродного промежутка и возможные варианты взаимодействия волны с границей диэлектрика приведены на рис. 2. Вариант рис. 2, б, описывает случай, в котором форма головной части волны при выходе на границу тела близка к треугольному профилю. В случае рис. 2, в, механическое напряжение  $\sigma$  снижается постепенно в направлении фронта волны.

Разрушающее действие электрического разряда при таком расположении электродов и канала определяется не только его энергетическими параметрами и физико-механическими свойствами среды, но и влиянием отраженной волны от границы, разделяющей твердое тело и жидкость.

С целью упрощения анализа полагалось, что потери энергии на формирование канала пробоя малы [5] и поэтому не учитывались, а поскольку акустический импеданс твердого диэлектрика больше чем на порядок превышает импеданс жидкости, то преломленная в жидкость волна тоже не рассматривалась. С учетом сделанных упрощений в математическом описании электровзрыва отражено три основных этапа его развития: разряд генерирующей емкости на нагрузку  $R_k(t)$ , преобразование выделяемой в канале энергии в энергию плазмы и работу, совершаемую каналом над окружающей средой, и формирование напряженно-деформированного состояния в области, охваченной распространяющейся волной. В соответствии с изложенным, математическая модель включала электротехниче-



**Рис. 2.** Схема расположения электродов, типичная траектория канала (а), сечения, перпендикулярные каналу (б), (в),  $l_k$  – длина и  $h$  – глубина внедрения канала, РК – разрядный канал, ПВ – прямая волна, ОВ – волна, отраженная от границы раздела, ВЭ – высоковольтный электрод

ские соотношения разрядной цепи, уравнение энергобаланса разрядного канала и систему уравнений импульсного деформирования упруго-пластической среды.

Электротехнические уравнения разрядного контура

$$L \frac{di}{dt} + (r_z + R_k) \cdot i = U, \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{i}{C}, \quad (1)$$

с начальными условиями  $i(0)=0$ ,  $U(0)=U_0$  позволяли определить динамику выделения энергии в канале  $W(t)$ :

$$W(t) = \int_0^t i^2(t) \cdot R_k(t) dt, \quad (2)$$

где  $U(t)$ ,  $U_0$ ,  $i(t)$  – текущее и зарядное напряжения, текущий ток, соответственно.

Сопротивление канала пробоя определялось через интеграл действия тока по соотношению Ромпе-Вайцеля [6]:

$$R_k(t) = \frac{A \cdot l_k}{\sqrt{\int_0^t i^2(t) dt}}, \quad (3)$$

где  $A$  – коэффициент, характеризующий диэлектрик.

В большей части временного интервала протекания тока величина  $A$  изменяется квазистационарно. Это дает основание использовать постоянное значение, равное  $A_{cp}$ . Для ряда материалов и различных режимов энерговклада в канал значения  $A_{cp}$  приведены в [7].

Уравнение энергобаланса канала является ключевым соотношением, которое определяет преоб-

разование электрической энергии  $W(t)$  в энергию плазмы и в работу, совершаемую каналом при расширении:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dA_k}{dt} + \frac{dW_{nc}}{dt} = \frac{P_k dV_k}{dt} + \frac{dW_{nc}}{dt}. \quad (4)$$

Первое слагаемое  $\frac{dA_k}{dt}$  описывает приращение работы, совершаемой расширяющимся каналом, при изменении его объема  $V_k = \pi r_k(t)^2 l_k$  под действием давления внутри канала  $P_k$ . Здесь  $r_k(t)$  – радиус канала,  $W_{nc} = \frac{P_k \cdot V_k}{\gamma - 1}$  – энергия плазмы, расширяющейся в адиабатическом приближении с показателем адиабаты  $\gamma$ .

В используемой записи уравнения энергобаланса пренебрегается излучением и истечением плазмы из канала, благодаря малым временам 0...1,2 мкс формирования волн. В соответствии с оценками [8] энергия излучения за это время не превысит ед. % от  $W(t)$ . Влияние истечения можно качественно оценить понижением  $W(t)$  на необходимую величину, которая в типичных условиях тоже составляет ед. %.

Для описания поведения твердого диэлектрика при распространении в нем волны напряжений использовались уравнения для плоской деформации, представленные ниже. Это оправдано благодаря тому, что длина канала всегда больше глубины его внедрения  $l_k \gg h$  [1], тогда деформацией материала в направлении оси канала можно пренебречь. Уравнения деформирования упруго-пластической среды в декартовой системе координат с осью ординат, перпендикулярной поверхности и осью абсцисс, направленной параллельно поверхности и перпендикулярно оси канала, рис. 3, согласно [9], включают:

уравнения движения

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} = \rho \ddot{x}, \quad \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = \rho \ddot{y}; \quad (5)$$

$$\sigma_{xx} = S_{xx} - P_k, \quad \sigma_{yy} = S_{yy} - P_k, \quad \sigma_{zz} = S_{zz} - P_k;$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\dot{V}}{V} = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{y}}{\partial y}, \quad V = \frac{\rho_0}{\rho}; \quad (6)$$

уравнение энергии

$$\dot{e} = -P_k \dot{V} + V \cdot (S_{xx} \cdot \dot{\epsilon}_{xx} + S_{yy} \cdot \dot{\epsilon}_{yy} + T_{xy} \cdot \dot{\epsilon}_{xy}); \quad (7)$$

соотношения для компонент напряжений и скоростей деформаций

$$\dot{S}_{xx} = 2\mu(\dot{\epsilon}_{xx} - \frac{1}{3}\frac{\dot{V}}{V}) + \delta_{xx}, \quad \dot{S}_{yy} = 2\mu(\dot{\epsilon}_{yy} - \frac{1}{3}\frac{\dot{V}}{V}) + \delta_{yy}; \quad (8)$$

$$\dot{S}_{zz} = -\frac{2}{3}\mu\frac{\dot{V}}{V}, \quad \dot{T}_{xy} = \mu \cdot \dot{\epsilon}_{xy} + \delta_{xy};$$

$$\dot{\epsilon}_{xx} = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x}, \quad \dot{\epsilon}_{yy} = \frac{\partial \dot{y}}{\partial y}, \quad \dot{\epsilon}_{xy} = \frac{\partial \dot{y}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{x}}{\partial y}; \quad (9)$$

а также условие текучести Мизеса

$$S_{xx}^2 + S_{yy}^2 + S_{zz}^2 + 2T_{xy}^2 \leq \frac{2}{3}Y^2, \quad (10)$$

где  $x, y$  — декартовы координаты,  $\dot{x}, \dot{y}, \ddot{x}, \ddot{y}$  — скорости и ускорения в направлении соответствующих осей,  $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}$  — полные напряжения, действующие на площадках, перпендикулярных осям ОУ и ОХ,  $\sigma_{zz}$  — полное напряжение, действующее на площадках, перпендикулярных оси канала,  $T_{xy}$  — касательное напряжение,  $P_k$  — давление,  $e$  — внутренняя энергия на единицу массы,  $V$  — относительный объем,  $\rho_0, \rho$  — начальная и текущая плотность среды,  $\mu$  — модуль сдвига,  $Y$  — предел текучести,  $\delta_{xx}, \delta_{yy}, \delta_{xy}$  — поправки на поворот элемента среды; точка означает дифференцирование по времени.

Соотношением, замыкающим уравнения напряженно-деформированного состояния материала, служила баротропная зависимость в виде [10]:

$$P_k = \rho_0 c_l^2 (\rho / \rho_0 - 1)(\rho / \rho_0)^n, \quad (11)$$

где  $c_l$  — скорость упругой волны,  $n$  — константа, характеризующая вещество.

Выяснение механизмов разрушения выполнено на основе анализа динамично изменяющегося напряженно-деформированного состояния среды. Для распределения напряжений в волне, аналогичном рис. 2, б, основным разрушающим фактором будут растягивающие напряжения, возникающие как в прямой, так и в отраженной волнах. Для такого варианта развития процесса применялся критерий разрушения  $\sigma = \sigma_*$ , где  $\sigma_*$  — предельное напряжение на разрыв. Материал считался разрушенным, если хотя бы одна из компонент напряжения превысила величину  $\sigma_*$ . При условии формирования волны, аналогичному рис. 2, в, напряжения в волне в рассматриваемом временном интервале остаются сжимающими. Разрушение в этом случае

реализуется при достижении деформациями сдвига критических значений. В расчетах полагалось, что разрушение по типу сдвига возникает в областях среды, где деформации сдвига принимают наибольшие значения.

Начальными условиями для диэлектрика служило состояние невозмущенной среды:  $t=0: \dot{x}=0, \dot{y}=0, \sigma_{xx}(x,y)=0, \sigma_{yy}(x,y)=0, \sigma_{zz}(x,y)=0, T_{xy}(x,y)=0, \rho=\rho_0, e(x,y)=0$ .

На стенке канала граничным условием являлась зависимость  $P_k(t)$ , которая определялась из уравнения энергобаланса. На поверхности  $y=h$  выполнялось условие  $\sigma_{yy}=0$ .

Численное интегрирование электротехнических уравнений осуществлялось неявным методом Эйлера. Система динамических уравнений (1–11) решалась самосогласованно и аппроксимировалась разностной схемой [9] на расчетной сетке рис. 3. Ось ординат является осью симметрии. Глубина внедрения канала в твердое тело  $h$  по данным [1] составляет  $\sim (1/3)l_k$ . В окрестности канала расчетные ячейки максимально соответствовали цилиндрической форме источника импульсной нагрузки (каналу) с координатами его оси  $x=0, y=0$ . В окрестности форма ячеек больше адаптирована к описанию отражения волны от плоской поверхности. Выбор параметров расчетной сетки подчинялся следующим требованиям:  $b \geq 2h, J=80-100, K=h/r_{ок}=800...1600$ , где  $r_{ок}$  — начальный радиус канала сквозной проводимости. В расчетах в соответствии с [11, 12] величина гок принималась равной  $\sim 5$  мкм.

Тестирование численного решения проводилось на аналитическом решении задачи о расширении цилиндрического поршня в воде с постоянной скоростью [13]. Контроль над вычислительным процессом осуществлялся сопоставлением работы, совершаемой каналом, и энергии излученной волны. Дисбаланс не превышал 3 %.

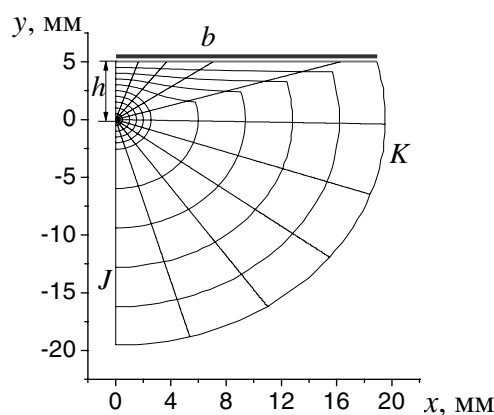


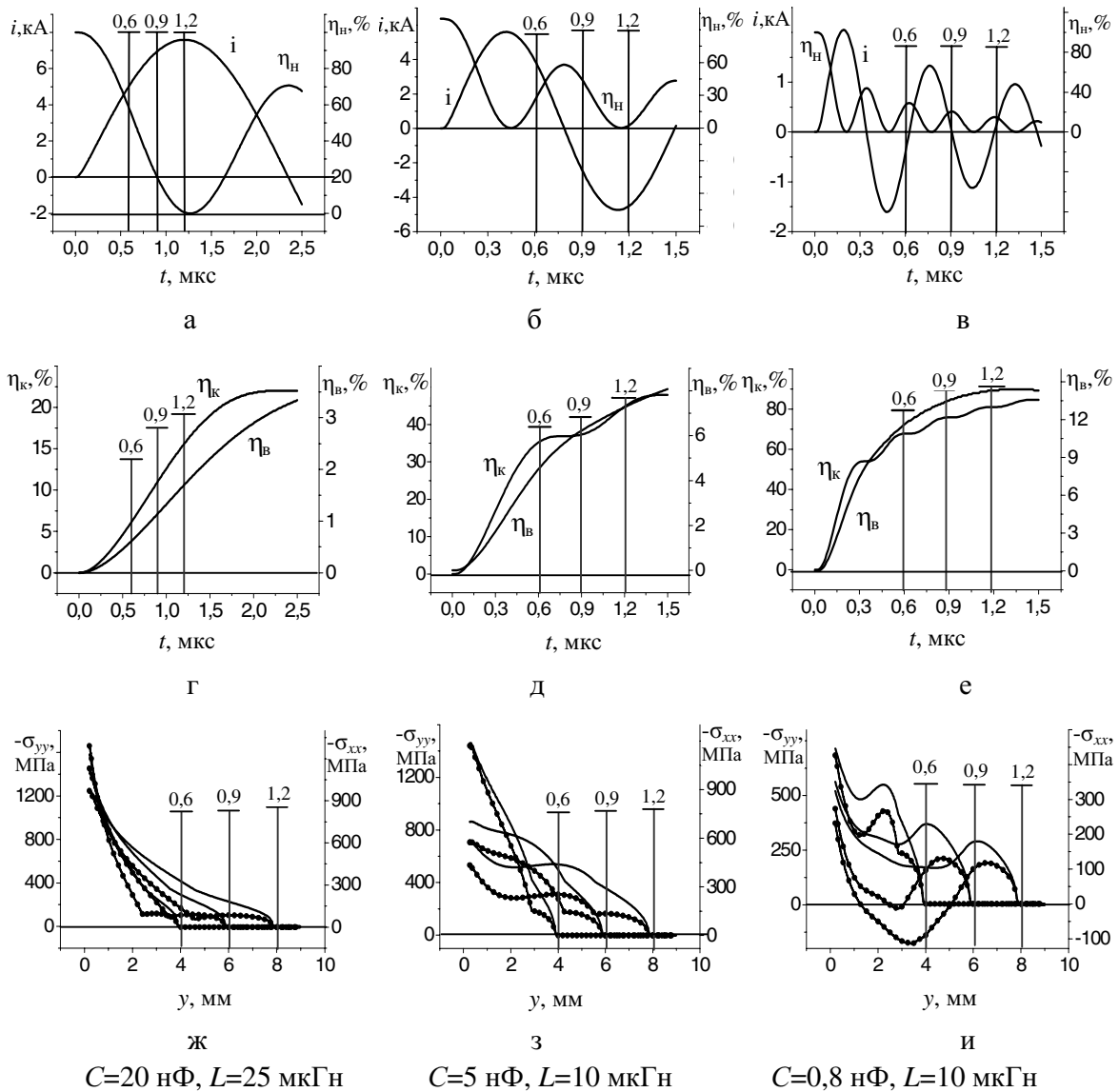
Рис. 3. Схема расчетной области:  $b$  — полуширина поверхности отражения,  $K$  — количество расчетных узлов в радиальном направлении,  $J$  — количество радиальных лучей

Разработанная модель применялась для анализа механизма образования воронки при заглубленном электровзрыве в материале, близком по свойствам к граниту:  $\rho_0=2,75$  г/см<sup>3</sup>,  $c_l=5,85$  км/с,  $n=2, \mu=31,6$  ГПа,

$Y=0,25$  ГПа,  $\sigma_s=80$  МПа [14],  $A_{cp}=611$  В·с<sup>0,5</sup>/м [15]. Осевой размер канала составлял  $l_k=2$  см,  $h=4...8$  мм. Параметры контура варьировались в пределах:  $U_0=250...350$  кВ,  $C=5...20$  нФ,  $L=10...25$  мкГн,  $r_z=1$  Ом. В качестве модельного случая, позволяющего более отчетливо отразить один из возможных вариантов развития процесса, использовались значения  $C=0,8$  нФ,  $L=10$  мкГн. Одним из основных параметров, определяющих распределение вводимой в канал энергии между энергией плазмы и совершаемой каналом работой, является показатель адиабаты  $\gamma$ . Для жидких и твердых сред его величина, согласно [7, 8, 13] изменяется в диапазоне 1,25...1,05. В выполненных расчетах величина  $\gamma$  полагалась равной некоторому среднему значению 1,1. Используемое значение  $A_{cp}$  определено [15] в интервале, соответствующем первому полупериоду разрядного тока  $T_{0,5}$ . В наших расчетах это значение использовалось и для  $t > T_{0,5}$ .

Сформулированная модель позволяет исследовать процесс с момента начала разряда емкости  $C$  на цилиндрический плазменный канал сквозной проводимости. Анализ напряженно-деформированного состояния материала, предшествующего его разрушению, позволяет выявить характерные проявления механизма трещинообразования и установить связь параметров электротехнической цепи с картиной разрушения.

Анализ характерных масштабов процесса показал, что в рассматриваемом диапазоне варьирования  $C$  и  $L$  длительность первого полупериода разрядного тока  $T_{0,5}$  составляет  $\sim 0,7...2,2$  мкс, а время выхода волны на границу материала  $t_g=h/c_f=0,7...1,4$  мкс  $\leq T_{0,5}$ . Это означает, что к моменту начала отражения волны расходуется лишь часть энергии генератора. При этом взаимодействие волны с поверхностью происходит в основном аналогично варианту, показанному на рис. 2, б.



**Рис. 4.** Временные зависимости тока и относительного расхода энергии генерирующей емкости, а–в, коэффициенты преобразования энергии генератора в энергию канала и в волну, г–е, распределение напряжений  $\sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{xx}$  в волне в момент выхода волны на поверхность диэлектрика, ж–и

Расчеты, проведенные по разработанной модели, подтверждают результаты качественного анализа. На рис. 4 приведены временные зависимости тока  $i(t)$ , относительного расхода энергии генерирующей ем-

кости  $\eta_n = \frac{U^2(t)}{U_0^2} \cdot 100\%$ , рис. 4, а–в, коэффициенты

преобразования энергии генератора в энергию канала  $\eta_k = W/W_n$  и в волну  $\eta_e = A_k/W_n$ , рис. 4, г–е, распределение напряжений  $\sigma_{yy}$  (сплошные линии),  $\sigma_{xx}$  (линии, отмеченные точками), в волне в момент выхода волны на поверхность диэлектрика при  $U_0=300$  кВ. Метка Т обозначает моменты времени 0,6; 0,9; 1,2 мкс выхода волны на поверхность, расположенную в 4, 6, 8 мм от канала, соответственно.

Сопоставление временных диаграмм тока рис. 4, а, б, и энергетических характеристик процесса рис. 4, г, д, показывает, что к моменту выхода волны на поверхность в зависимости от параметров контура и величины заглубления канала расходуется от 30 до 90 % энергии накопителя. При этом энергия, введенная в канал, составляет 6...45 %, а энергия волны 0,5...7,5 % начальной энергии накопителя. Относительно низкий коэффициент преобразования энергии накопителя в энергию волны обусловлен низким значением  $\gamma$ . Зависимость  $\eta_n(t)$ , рис. 4, д, показывает, что второй полупериод тока вносит в рассматриваемом режиме разряда всего 1/7 часть энергии конденсатора в энергию волны. Этот результат соответствует экспериментальным исследованиям [16], в которых показано, что основная доля энергии генератора импульсов выделяется в канал и, соответственно, участвует в разрушении среды в течение первого полупериода разрядного тока.

Отметим, что профиль волн характеризуется более высоким уровнем напряжений в хвосте волны рис. 4, ж, з. Дальнейшее развитие процесса не вносит существенных изменений в профиль волны практически до  $t \sim T_{0,5}$ . Это вызвано продолжающимся вводом энергии в канал и подпиткой этой энергией распространяющейся волны. В результате в течение данного интервала времени область растягивающих тангенциальных напряжений в волне развиться не успевает. Реакция материала, находящегося над каналом, на такой тип воздействия выражается в перемещении части материала в направлении поверхности. В сечениях, разграничивающих перемещаемую часть и неподвижный массив материала, расположенных под углом  $\alpha$  к оси ординат, возникают деформации сдвига. При достижении критических условий в этих сечениях возникнут трещины, и произойдет вынос этого участка материала в направлении оси ординат. Рассмотренные процессы иллюстрируют рис. 5, 6. На рис. 5 показана динамика относительного изменения положе-

ния поверхности  $\Delta h = \left( \frac{h(x,t)}{h} - 1 \right) \cdot 100\%$ . Видно,

что над каналом подъем поверхности более интенсивный и уменьшается к периферии.

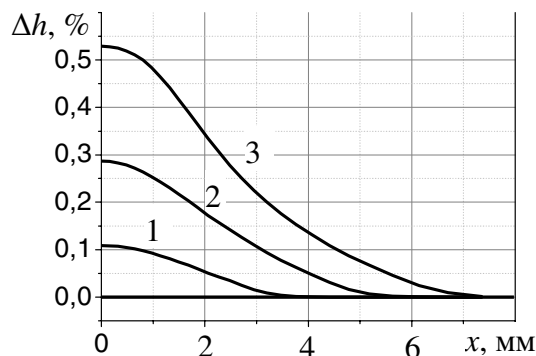


Рис. 5. Зависимость величины подъема поверхности твердого тела над каналом ( $h=4$  мм) от расширяющегося плазменного канала  $t$ , мкс: 1) 1; 2) 1,2; 3) 1,4

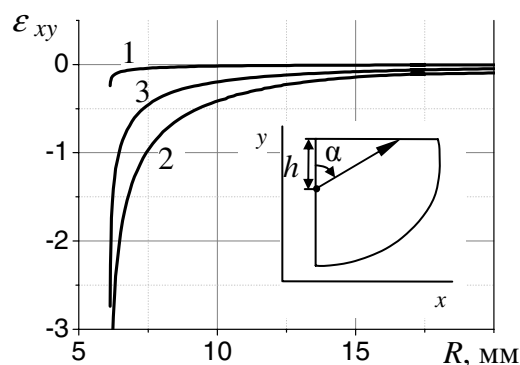


Рис. 6. Зависимость величины деформации сдвига от расстояния  $R$  при  $t=2$  мкс,  $h=4$  мм;  $C=20$  нФ,  $L=25$  мкГн,  $U_0=300$  кВ, б: 1)  $0^\circ$ ; 2)  $40^\circ$ ; 3)  $70^\circ$

На рис. 6 приведены расчетные значения деформаций сдвига  $\varepsilon_{xy}$  в элементах среды, расположенных в трех разных сечениях. Сравнение полученных распределений  $\varepsilon_{xy}$  показывает, что наибольшие значения  $\varepsilon_{xy}$  достигают в сечениях, расположенных вдоль  $R=\sqrt{x^2+y^2}$  под углами  $\sim 40...50^\circ$  относительно оси ОУ.

Отметим, что рассмотренный механизм разрушения реализуется при значительном избытке энергии в волне и практически не зависит от процесса отражения волны.

Для режимов разряда со значительно меньшим энергозапасом область растягивающих тангенциальных напряжений успевает образоваться в прямой волне рис. 4, в, е, и. Эта особенность обсуждалась в [4]. При отражении волны, головная часть которой близка к треугольному профилю, размеры области растягивающих напряжений увеличиваются. При этом растягивающими становятся и  $\sigma_{yy}$ , и  $\sigma_{xx}$ . На рис. 7 приведено распределение напряжений  $\sigma_{yy}$ , и  $\sigma_{xx}$  в элементах среды, расположенных в направлении  $R$  в двух сечениях  $\alpha=0^\circ$ ,  $\alpha=40^\circ$  (рис. 6). Видно, что растягивающие напряжения превышают критический уровень в большей части области, охваченной волной. Анализ полученных зависимостей показал, что критические значения  $\sigma=\sigma_*$ , определяющие возникновение трещин, могут быть достигнуты при значительно ме-

ных энергозатратах по сравнению с предыдущим случаем, благодаря участию энергии отраженной волны.

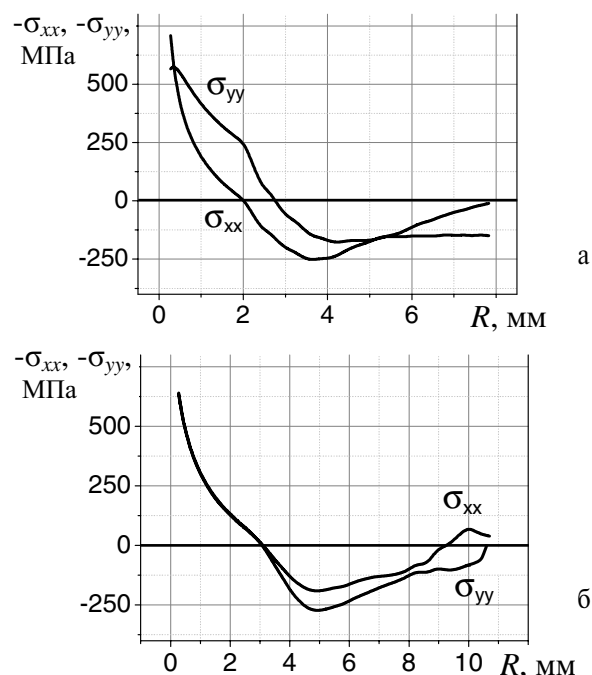


Рис. 7. Распределение напряжений в волне при отражении от свободной поверхности в зависимости от расстояния  $R$  при  $t=2$  мкс,  $h=8$  мм,  $C=0,8$  нФ,  $L=10$  мкГн,  $U=300$  кВ: а)  $\alpha=0^\circ$ ; б)  $\alpha=40^\circ$

При варьировании параметров цепи и величины  $h$  было показано, что механизм сдвигового раз-

рушения становится основным с увеличением энергии генератора  $\frac{CU_0^2}{2}$ , ростом длительности разряда и при небольших заглублениях канала.

Таким образом, моделирование взаимодействия заглубленного электровзрыва с поверхностью твердого тела выявило два возможных механизма формирования откольной воронки. Менее энергоемкий, реализующийся с участием отраженных от поверхности волн, и более энергоемкий, в котором функцию образования трещин выполняет прямая волна сжимающих напряжений, поддерживаемая энерговыделением в канале. Чем больше запасенная в генераторе и выделившаяся в канале энергия, тем меньше влияние взаимодействия волны сжатия с поверхностью на формирование картины разрушения. Таким образом, изменение формы поверхности при многоцикловом воздействии разряда на массив не будет влиять на объем откольной воронки.

В заключение отметим, что выявленные механизмы образования откольной воронки во многом аналогичны процессам, протекающим при высокоскоростном ударе о преграду [17]. Если толщина преграды достаточна, то в ней развивается волновой процесс, результатом которого является классический вариант откола. При взаимодействии ударника с тонкой преградой образование отверстия в преграде обусловлено сдвиговыми деформациями.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-08-50203) и CRDF (грант № RUE 1-1360(2)-T0-04).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И. Основы электроимпульсного разрушения материалов. – СПб.: Наука, 1995. – 276 с.
- Семкин Б.В., Усов А.Ф., Зиновьев Н.Т. Переходные процессы в установках электроимпульсной технологии. – СПб.: Наука, 2000. – 223 с.
- Воробьев А.А. и др. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. – Томск: Изд-во ТГУ, 1997. – 223 с.
- Буркин В.В. Особенности взрывного воздействия при импульсном электрическом пробое прочных сред // Физика горения и взрыва. – 1985. – № 4. – С. 113–118.
- Lopatin V.V., Noskov M.D., Badent R., Kist K., Shwab A.J. Positive discharge development in insulating oil. Optical observation and simulation // IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Insul. – 1998. – V. 5. – № 2. – P. 250–255.
- Rompe R., Weizel W. Über das Toeplersche Funkengesetz // Zs. Physik, B. – 1944. – Bd. 122. – S. 9–12.
- Зиновьев Н.Т., Семкин Б.В. К уравнению энергобаланса искры в твердых диэлектриках // Журнал технической физики. – 1978. – Т. 48. – В. 3. – С. 624–626.
- Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. – Киев: Наукова думка, 1979. – 207 с.
- Уилкинс М.Л. Расчет упруго-пластических течений. Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Ф. Олдер. – М.: Мир, 1967. – 563 с.
- Борн М., Гепперт-Мейер М. Теория твердого тела. – Л.-М.: ОНТИ, 1938. – 427 с.
- Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Торбин Н.М. О процессах формирования разряда в твердых диэлектриках // Физика твердого тела. – 1961. – Т. 3. – В. 11. – С. 3272–3277.
- Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000. – 258 с.
- Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. – М.: Наука, 1971. – 238 с.
- Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
- Семкин Б.В., Усов А.Ф., Зиновьев Н.Т. Переходные процессы в установках электроимпульсной технологии. – СПб.: Наука, 2000. – 223 с.
- Леонтьев Ю.Н., Семкин Б.В., Чепиков А.Т. Фактор времени при хрупком разрушении твердых тел // Электронная обработка материала. – 1966. – № 3(9). – С. 35–42.
- Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт Х.Ф., Грещук А.Б., Курран Д.Р. Динамика удара. – М.: Мир, 1985. – 296 с.